

Die Energieabhängigkeit der $^2\text{H}(\text{d},\text{p})^3\text{H}$ - Reaktion bei niedrigen Energien

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Hartmut Franz
aus
Breslau

North-Holland Publishing Company Amsterdam

1968

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 27. November 1968

Dekan:	Professor Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter:	Professor Dr. R. Fleischmann
Zweitberichterstatter:	Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

Sonderdruck aus: Nuclear Physics A122 / 2

DIE ENERGIEABHÄNGIGKEIT DER $^2\text{H}(\text{d}, \text{p})^3\text{H}$ REAKTION BEI NIEDRIGEN ENERGIEN

H. W. FRANZ und D. FICK

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Eingegangen am 16. September 1968

Abstract: The proton angular distribution of the $^2\text{H}(\text{d}, \text{p})^3\text{H}$ reaction was measured with polarized and unpolarized deuterons. The results are compared with an improved theory of Rook and Goldfarb. At the energies $80 \leq E \leq 150$ keV, the polarization efficiencies and the anisotropy factor are measured. They show a resonance-like behaviour at $E \approx 105$ keV.

E

NUCLEAR REACTIONS $^2\text{H}(\text{d}, \text{p})$ (polarized-d, p), $E = 80\text{--}150$ keV;
measured $\sigma(E; \theta)$, vector and tensor polarization analysing power, thick target.

1. Einleitung

Die beim Beschuß von Deuteronen mit Deuteronen induzierten Spiegelreaktionen $^2\text{H}(\text{d}, \text{p})^3\text{H}$ und $^2\text{H}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ gehören zu den am besten untersuchten Kernreaktionen bei niedrigen Energien. Eine Zusammenstellung der Experimente findet sich bei Meyerhof und Tombrello ¹⁾.

Die rasche Entwicklung der Quellen für polarisierte Ionen erlaubte in den letzten Jahren auch in zunehmendem Maße Untersuchungen mit polarisierten Deuteronen. Die Polarisation der Neutronen ²⁾ der $^2\text{H}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ Reaktion ergab bei etwa 100 keV entgegen den Erwartungen einen resonanzartigen Verlauf. Dieser ist bis heute im wesentlichen nicht verstanden. Es lag daher nahe, durch Messungen mit polarisierten Deuteronen in der Umgebung dieser Resonanz zunächst mehr experimentelles Material zu sammeln. Ein weiterer ungeklärter Punkt ist der Beitrag des Quintett-Zustandes der Deuteronen ($S_1 = 2$) im Eingangskanal, der bis jetzt immer vernachlässigt wurde ³⁾. Experimentelle Resultate ^{4, 5)} bei $E_d = 460$ keV lassen jedoch vermuten, daß solche Beiträge zu berücksichtigen sind.

Im Kap. 2 werden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Experimente notwendig sind, kurz erläutert. Kap. 3 enthält einige Einzelheiten der Meßanordnung, Kap. 4 die experimentellen Ergebnisse und Kap. 5 eine kurze Diskussion der Resultate.

2. Theorie

Zur Beschreibung der Winkelverteilungen müssen trotz der niedrigen Energien im Eingangskanal Bahndrehimpulse $l_1 > 0$ berücksichtigt werden, um die in den Win-

kelverteilungen gemessene Anisotropie erklären zu können ¹⁾. Rook und Goldfarb ³⁾ berücksichtigen im Eingangskanal Bahndrehimpulse $l_1 = 0, 1$ voll, $l_1 = 2$ nur in Interferenztermen mit $l_1 = 0$ und vernachlässigen außerdem im Eingangskanal den Kanalspin $S_1 = 2$.

Mit diesen Annahmen ist es möglich, sehr einfache Ausdrücke für die Winkelverteilungen bei Verwendung von polarisierten und unpolarisierten Deuteronen und für die Winkelabhängigkeit der Neutronen bzw. Protonenpolarisation herzuleiten. Diese Winkelverteilungen sind abhängig von den Reaktionsmatrixelementen $\langle S_1 l_2 J | R | S_1 l_1 J \rangle$ wobei sich der Index 1 auf den Eingangskanal, der Index 2 auf den Ausgangskanal bezieht. In den Winkelverteilungen treten folgende Matrixelemente auf:

$$(a) \text{ keine Kanalspinänderung: } S_1 = S_2: \langle 0JJ | R | 0JJ \rangle \equiv \alpha_J; \quad J = 0, 2 \quad (2.1)$$

$$\langle 11J | R | 11J \rangle \equiv \alpha_{1J}; \quad J = 0, 1, 2,$$

$$(b) \text{ Kanalspinänderung: } S_1 \neq S_2: \langle 011 | R | 111 \rangle \equiv \beta_{11} \quad (2.2)$$

$$\langle 122 | R | 022 \rangle \equiv \beta_2.$$

Von besonderem theoretischen Interesse sind die Matrixelemente vom Typ (2.2), da diese Aufschluß über den Einfluß von Zweiteilchen $L \cdot S$ Kräften geben.

Vernachlässigt sind in diesen Überlegungen Übergänge mit $S_1 = 2$ im Eingangskanal. Diese Vernachlässigung ist einer direkten experimentellen Prüfung zugänglich: $S_1 = 2$ kann nur in Kombination mit $l_1 = 0$ oder 2 auftreten, da die Wellenfunktion im Eingangskanal symmetrisch unter Austausch der beiden Deuteronen sein muß. Den größten Beitrag liefert sicher das Matrixelement mit $l_1 = 0$. Zusammen mit $S_1 = 2$ ergibt sich dann $J = 2$. Aufgrund unserer Kenntnisse der Kernkräfte sind Übergänge mit $\Delta S = 2$ nicht möglich. Damit ergeben sich für den Ausgangskanal aus Paritätsgründen als Quantenzahl $S_2 = 1, l_2 = 2$. Als nächstes soll die Frage diskutiert werden, wo dieses Übergangsmatrixelement

$$\langle 122 | R | 202 \rangle \equiv \gamma \quad (2.3)$$

am besten experimentell nachgewiesen werden kann. Um dies zu entscheiden, soll kurz auf die Meßgrößen in einem Experiment mit polarisierten Deuteronen eingegangen werden. Bei der Benutzung von polarisierten Deuteronen ergibt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt zu ⁶⁾

$$W = W_0 + W_{\text{pol}} = W_0 \left[1 + \frac{1}{2} A_{zz} Q_{zz} + \frac{1}{6} A_{xx-yy} Q_{xx-yy} \cos 2\varphi + \left(\frac{3}{2} A_y Q_y + \frac{2}{3} A_{xz} Q_{xz} \right) \cos \varphi \right]. \quad (2.4)$$

Hierbei sind W_0 der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, Q_i , Q_{kl} die Vektor- bzw. die Tensorpolarisationen der einlaufenden Deuteronen, A_i und A_{kl} die Analysierstärken für Vektor- bzw. Tensorpolarisation, φ der Winkel zwischen der y -Achse (Streunormale) und der Richtung der Vektorpolarisation der einfallenden Deuteronen; W_0 , A_i und A_{kl} hängen nur vom Streuwinkel ϑ und der Energie E ab.

Nun lassen sich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt W_0 und die Produkte aus $W_0 A$ als Summe über Legendrepolynome schreiben ^{7,8)}, wobei die Drehimpulsbeschränkungen im Eingangskanal nur Legendrepolynome bis einschließlich 2 zulassen. Die Rechnungen von Rook und Goldfarb ³⁾ zeigen, daß aufgrund der Beschränkungen der Bahndrehimpulse im Eingangskanal und in Folge der Vernachlässigung von $S_1 = 2$ in den Ausdrücken für $W_0 A_{zz}$ und $W_0 A_{xz}$ Entwicklungskoeffizienten (B_8 und B_9) identisch 0 sind

$$\begin{aligned} W_0 A_{zz} &= \frac{1}{36} \lambda^2 2 (B_7 + B_9 P_1(\cos \vartheta) + B'_5 P_2(\cos \vartheta)), \\ W_0 A_{xz} &= \frac{1}{36} \lambda^2 \frac{3}{2} (B_8 P_{11}(\cos \vartheta) + B_6 P_{21}(\cos \vartheta)). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Indizierung der B_i hat rein historische Gründe. Die entsprechenden Gleichungen für die restlichen Analysierstärken und für W_0 , sowie der Zusammenhang der Entwicklungskoeffizienten B_i mit den Matrixelementen α und β findet sich in Ref. ³⁾.

Bei der Berücksichtigung der Matrixelemente γ werden ⁹⁾ B_8 und $B_9 \neq 0$

$$\begin{aligned} B_8 &= -\frac{3}{20} \sqrt{10} (3 \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{11}^*) + \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{12}^*)), \\ B_9 &= -\frac{9}{20} \sqrt{10} (3 \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{11}^*) + \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{12}^*)). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Eine Messung von B_8 und B_9 läßt also einen direkten Schluß auf den Beitrag der $S_1 = 2$ Zustände zur Reaktion zu. Die Energieabhängigkeit der Entwicklungskoeffizienten B_i wird im wesentlichen durch die Durchdringungsfaktoren der Deuteronen durch ihren eigenen Coulombwall wiedergegeben ³⁾. Davon ausgenommen bleibt das resonanzartige Verhalten der Neutronenpolarisation bei etwa 100 keV [Ref. ²⁾].

3. Beschreibung der Meßapparatur, Bestimmung der Tensorpolarisation der Deuteronen

3.1. MESSAPPARATUR

Die Messungen wurden mit der in Ref. ^{10,11)} beschriebenen Quelle zur Erzeugung polarisierter Deuteronen durchgeführt. Für die vorliegenden Untersuchungen mußten weitere Verbesserungen vorgenommen werden.

Über dem Ionisationsvolumen sollte durch drei neu angebrachte Helmholtzfelder jede beliebige Quantisierungsachse (d.h. Magnetfeldrichtung über dem Ionisierer) einstellbar sein. Dazu mußte der Ionisierer von ferromagnetischen Materialien befreit und das Ionisationsvolumen durch eine bifilare Führung von Kathoden und Zuleitungen störfeldarm gemacht werden. Ein 15° Ablenkmagnet vor der Targetkammer trennte den durch eine verbesserte Ionenoptik fokussierten $\text{D}^+ + \text{H}_2^+$ Strahl von den die Reaktion störenden D_2^+ Anteilen. Die Targetkammer war mit ${}^7\text{Li}$ diffundierten Halbleiterzählern ausgestattet (Zählerflächendurchmesser 4 mm, Abstand vom Target 7 cm); sechs dieser Zähler saßen auf einem gemeinsamen Ring, der um 10° drehbar angeordnet war, so daß insgesamt 13 Winkel eingestellt werden konnten. Das

Target war drehbar angeordnet, so daß wahlweise ein Deuterium oder Tritiumtarget in den Strahl eingebracht werden konnte.

Zur Stromversorgung der Instrumente und der Elektronik auf Hochspannung diente ein Trenntransformator mit 1 kW Leistung. Zum Teilchennachweis wurde eine volltransistorisierte Mehrkanalzählanlage auf Hochspannung verwandt¹²⁾. Sie gestattete eine einwandfreie Trennung der Protonen aus der (d, d) Reaktion von den auftretenden ^3H und ^3He .

Mit der Ionenquelle konnten Strahlintensitäten von 6 bis 10 nA D^+ Ionen erzeugt werden, womit Zählraten von 1 bis 8 pro min erreicht wurden. Die Länge einer durchgehenden Messung wurde durch die Lebensdauer der Kathoden[†] im Ionisierer auf ca. eine Woche beschränkt.

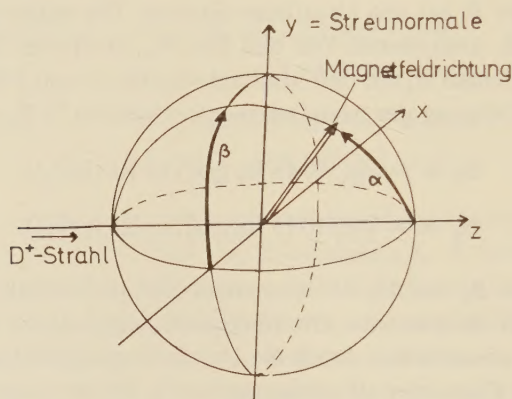


Fig. 1. Koordinatensystem am Ionisiererort. Die Magnetfeldrichtung wird durch die Winkel α und β gekennzeichnet.

3.2. BESTIMMUNG DER TENSORPOLARISATION DER DEUTERONEN

Die Tensorpolarisation eines Deuteronenstrahls kann durch Messung der Winkelverteilung der $^3\text{H}(\text{d}, \alpha)\text{n}$ Reaktion bestimmt werden

$$W = W_0 \left[1 - \frac{1}{2} Q_{zz} P_2(\cos \vartheta) - \frac{1}{3} Q_{xz} P_{21}(\cos \vartheta) \cos \varphi - \frac{1}{2} Q_{xx-yy} P_{22}(\cos \vartheta) \cos 2\varphi \right]. \quad (3.1)$$

In diesem Experiment wurden Messungen nur für die Azimutwinkel $\varphi = 0^\circ$ und 180° durchgeführt. In diesem Falle ist $\cos 2\varphi = 1$. Da $P_{22} = 2(1 - P_2)$ ist, lautet Gl. (3.1)

$$W = W_0 \left(1 - \frac{1}{6} Q_{xx-yy} - \left(\frac{1}{2} Q_{zz} + \frac{1}{6} Q_{xx-yy} \right) P_2 - \frac{1}{3} Q_{xz} P_{21} \cos \varphi \right) = a_0 + a_2 P_2 + a_{21} P_{21}. \quad (3.2)$$

Bei einem Magnetfeld über dem Ionisierer parallel zur Strahlachse (z-Achse) liefert die Quelle einen Deuteronenstrahl, in dem nur die Vektorpolarisation Q_z und die Tensorpolarisation Q_{zz} von 0 verschieden sind. Durch Drehen des Magnet-

[†] Wir danken der Firma Siemens AG, München, für die kostenlose Herstellung der Oxydkathoden.

feldes über dem Ionisierer gegenüber der Strahlachse können andere Komponenten der Vektor- und Tensorpolarisation erzeugt werden. Mit den durch Fig. 1 definierten

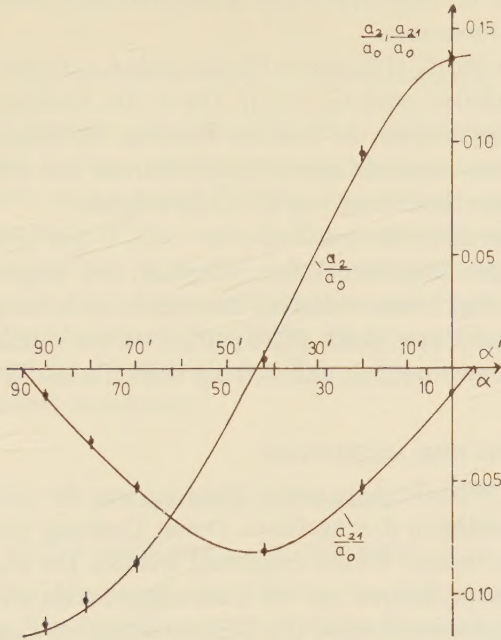


Fig. 2. Abhängigkeit der Koeffizienten der Legendrepolynome a_2/a_0 und a_{21}/a_0 von der Richtung der Quantisierungsachse für $\beta = 0^\circ$, $0^\circ \leq \alpha \leq -90^\circ$. Eingezeichnet sind die theoretischen Kurven mit $Q_{zz}^* = -0.262$.

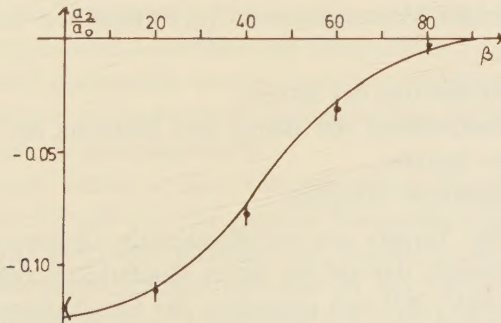


Fig. 3. Wie Fig. 2 für $\alpha = -90^\circ$, $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$.

Winkeln α und β erhält man für die Vektor- und Tensorkomponenten

$$\begin{aligned}
 Q_y &= Q_z^* \sin \beta P_{11}(\cos \alpha), \\
 Q_{xx-yy} &= \frac{1}{2} Q_{zz}^* (2 \cos^2 \beta - 1) P_{22}(\cos \alpha), \\
 Q_{zz} &= Q_{zz}^* P_2(\cos \alpha), \\
 Q_{xz} &= \frac{1}{2} Q_{zz}^* \cos \beta P_{21}(\cos \alpha).
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Dabei sind Q_z^* und Q_{zz}^* die vorhandenen Vektor- und Tensorpolarisationen bezogen auf die Magnetfeldachse. Zur Bestimmung der Winkel α und β wurde zunächst für die untersuchten Fälle das von den gekreuzten Helmholtzfeldern erzeugte Magnetfeld mit Hallsonden vermessen.

Fig. 2 zeigt die mit der (d, t) Reaktion für den Fall $\beta = 0$ erhaltenen Resultate für a_2/a_0 und a_{21}/a_0 [definiert nach Gl. (3.2)]. Die in die Abszisse gestrichenen eingezeichneten Winkel stammen aus der direkten Messung des Magnetfelds mit der Hallsonde, die ungestrichen eingezeichneten Winkel wurden aus der Messung der (d, t) Winkelverteilung unter Benutzung von Gl. (3.3) erhalten.

Fig. 3 zeigt die Resultate für den Fall $\alpha = -90^\circ$, $0 \leq \beta \leq 90^\circ$. Für diesen Fall ergeben sich durch den Ionisierer keine Störungen des Magnetfeldes. Die durchgezogenen Linien in Fig. 3 bzw. 4 sind die theoretisch zu erwartenden Kurven unter Benutzung der Winkel α bzw. β mit $Q_{zz}^*(\alpha = 0^\circ, \beta = 0^\circ) = -0.262$. Aus den Experimenten kann entnommen werden, daß sich die Winkel α und β auf $\pm 2^\circ$ genau einstellen lassen.

3.3. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

Die Messung der Winkelverteilung der Protonen aus der (d, d)-Reaktion wurde mit sieben Halbleiterzählern durchgeführt. Durch Drehung von sechs Zählern um 10° konnten 13 verschiedene Winkel eingestellt werden. Da ein Target mit dickem Backing verwandt wurde, konnte nur bei Rückwärtswinkeln zwischen 90° und 180° ($\varphi = 0^\circ$ und 180°) gemessen werden. Die Elektronik war so eingestellt, daß alle Impulse über 1.5 MeV gezählt wurden.

Die isotrope Winkelverteilung der α -Teilchen aus der (d, t)-Reaktion im Schwerpunktsystem mit unpolarisierten Deuteronen diente zur Normierung der einzelnen Zähler aufeinander. Bei den Messungen an der (d, d)-Reaktion wurde folgende Meßfolge eingehalten:

- (d_{unpolarisiert}, t): Normierung der Zähler,
- (d_{polarisiert}, t): Überprüfung von Betrag und Richtung der Tensorpolarisation des Strahles,
- (d_{polarisiert}, d): eigentliche Messung.

Zur Messung wurden Targets aus eindiffundiertem Deuterium bzw. Tritium in $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Titan verwandt, das auf ein dickes Kupferblech aufgedampft war. Die Targetdicke (etwa 60 keV) läßt sich gegenüber der Einschußenergie nicht vernachlässigen, so daß zur Umrechnung von Labor- in Schwerpunktsystem und zur Auswertung der Experimente eine gemittelte Energie E_d berechnet werden mußte. Diese ist wegen des darin vorkommenden totalen Wirkungsquerschnittes für die (d, t)- und (d, d)-Reaktion etwas verschieden

$$E_d = \frac{\int_0^d \sigma_{\text{tot}}(E(x)) E(x) dx}{\int_0^d \sigma_{\text{tot}}(E(x)) dx},$$

mit

$$E(x) = E_0 - \int_0^x \left(\frac{dE}{dx'} \right) E(x') dx',$$

(E_0 Einschubenergie, d Schichtdicke)

σ_{tot} wurde aus der Literatur entnommen ¹³). Eine Schwierigkeit bereitete die Bestimmung von (dE/dx) in Titan. Hierfür liegt eine Messung vor ¹⁴), die jedoch wegen Targetinhomogenitäten zu hoch liegen dürfte. Den Berechnungen in dieser Arbeit liegen die Werte von Saker ¹⁵) zu Grunde. Die zusätzliche Abbremsung von eindiffundierten Deuteronen bzw. Tritonen ist dabei vernachlässigt.

Die normierten und in das Schwerpunktsystem umgerechneten Winkelverteilungen wurden nach Legendrepolyomen ausgeglichen. Die eingegebenen Fehler setzten sich dabei aus den Fehlern der Normierungskoeffizienten und den statistischen Fehlern der eigentlichen Messung zusammen.

4. Experimentelle Resultate

4.1. MESSUNG MIT UNPOLARISIERTEN DEUTERONEN

Zur Auswertung der Messungen mit polarisierten Deuteronen ist eine möglichst genaue Kenntnis der Winkelverteilung der Protonen bei einem unpolarisierten Deuteronenstrahl notwendig. Darüber existieren viele Messungen ¹⁾ (die wohl genaueste wurde mit einem dünnen Gastarget ¹⁶) ausgeführt). Diese Messungen lassen sich jedoch für eine Auswertung der in dieser Arbeit beschriebenen Polarisationsmessungen wegen der Benutzung anderer Targets schlecht heranziehen. Außerdem ist bei den früheren Messungen der Energieabstand zwischen den Meßpunkten zu groß. Es kann aus den alten Messungen nicht geschlossen werden, ob im unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht auch ein ähnliches resonanzartiges Verhalten beobachtet wird, wie im Fall der Neutronenpolarisation ²⁾.

Aus diesen Gründen wurde an einer konventionellen Deuteronenquelle unter Benutzung des gleichen Targets und der gleichen Nachweiselektronik wie sie später in den Experimenten mit polarisierten Deuteronen benutzt wurde, die Winkelverteilung der Protonen bei Deuteronenenergien zwischen 80 und 150 keV gemessen.

Fig. 4 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Ein Ausgleich der Winkelverteilungen entsprechend dem Ansatz ³⁾

$$W_0(\vartheta) = \frac{1}{36} \lambda^2 (B_0 + B_1 P_2(\cos \vartheta)) \quad (4.1)$$

liefert das Verhältnis von (B_1/B_0) als Funktion der Energie (Fig. 5a). Die mit Gl. (4.1) und mit den Werten B_1/B_0 aus Fig. 5a errechneten Winkelverteilungen sind als durchgezogene Kurven in Fig. 4 eingetragen.

Das auffallendste Merkmal dieses Experiments ist das resonanzartige Verhalten von B_1/B_0 bei $E_d \approx 105$ keV. Dies ist offensichtlich in früheren Messungen wegen

einer zu großen Schrittweite der Energie übersehen worden. Außerhalb dieser Resonanz stimmen die obigen Messungen gut mit den Messungen anderer Autoren überein.

4.2. WINKELVERTEILUNGEN FÜR POLARISIERTE DEUTERONEN

Es wurden Winkelverteilungen der Protonen für verschiedene Kombinationen der Vektor- bzw. Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls gemessen. Dabei wurde die

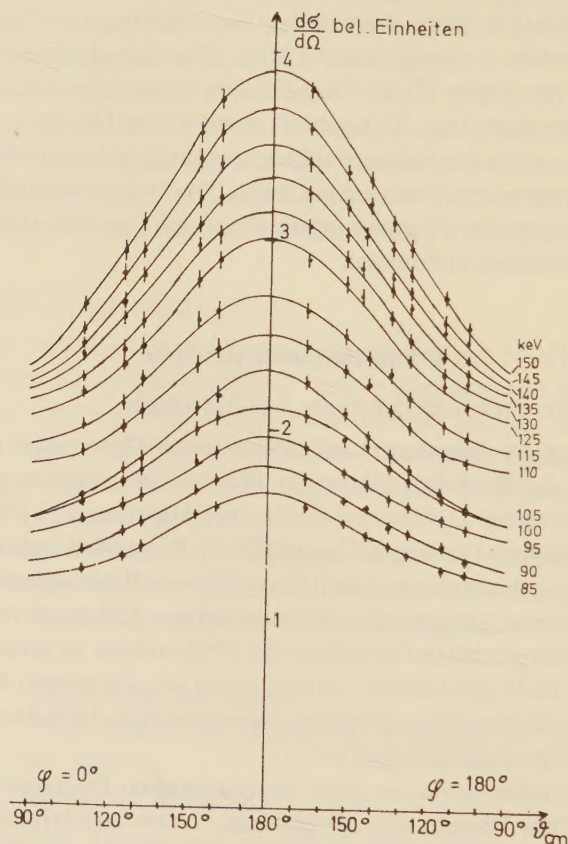


Fig. 4. Winkelverteilungen der Protonen bei unpolarisiertem Deuteronenstrahl, normiert bei $\vartheta = 180^\circ$ nach σ_{tot} .

Einstellung des Magnetfeldes über dem Ionisierer so gewählt, daß eine Bestimmung der verschiedenen B_i [Ref. ³]] möglich war. Untersucht wurden folgende Fälle:

- Fall (a) $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 0^\circ$, $Q_z, Q_{zz} \neq 0$,
 Fall (b) $\alpha = -90^\circ$, $\beta = 0^\circ$, $Q_x, Q_{xx-yy}, Q_{zz} \neq 0$,
 Fall (c) $\alpha = -90^\circ$, $\beta = 90^\circ$, $Q_y, Q_{xx-yy}, Q_{zz} \neq 0$.

4.2.1. *Fall (a)*. In diesem Fall sind nur Q_z und Q_{zz} von 0 verschieden. Aufgrund der Rechnungen von Rook und Goldfarb ³) und den Ergänzungen durch die Berück-

sichtigung der Übergänge mit $S_1 = 2$ wird folgende Winkelverteilung erwartet:

$$W(\vartheta) = \frac{1}{36} \lambda^2 B_0 [1 + Q_{zz}(B_7/B_0) + Q_{zz}(B_9/B_0)P_1(\cos \vartheta) + ((B_1/B_0) + (B'_5/B_0)Q_{zz})P_2(\cos \vartheta)]. \quad (4.2)$$

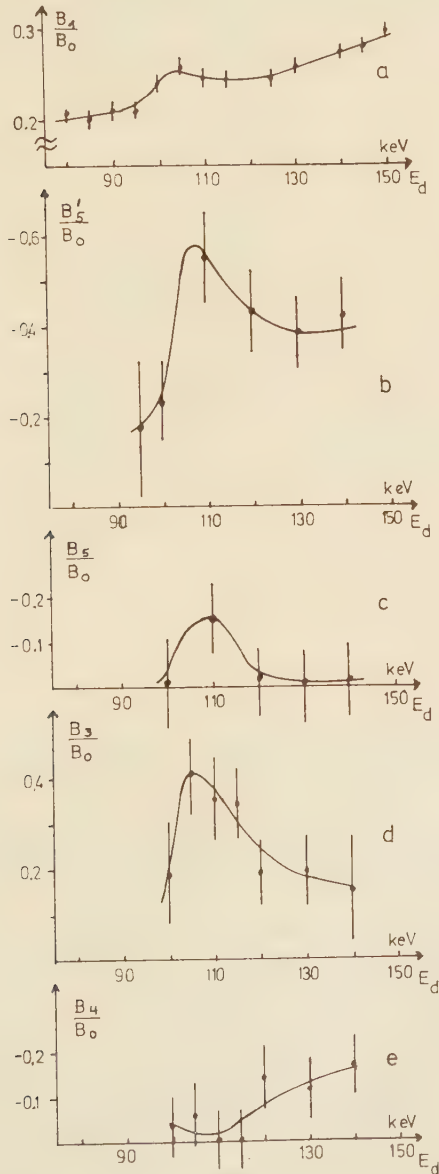


Fig. 5. Die Koeffizienten B_i/B_0 aufgetragen über den Einschüßenergien. Die eingezeichneten Kurven stellen Sichthilfen dar.

Das Glied $Q_{zz}B_7/B_0$ ergibt einen zusätzlichen isotropen Anteil; B_7/B_0 wurde von Petitjean *et al.* ⁴⁾ bei $E = 460$ keV zu -0.3 bestimmt. Unter der Annahme, daß die Energieabhängigkeit vor allem durch die Durchdringungsfaktoren durch den Coulombwall gegeben ist, kann $Q_{zz}B_7/B_0 \leq 0.05$ für die benutzten Energien abgeschätzt werden. Diese Größe wird im folgenden gegen 1 vernachlässigt.

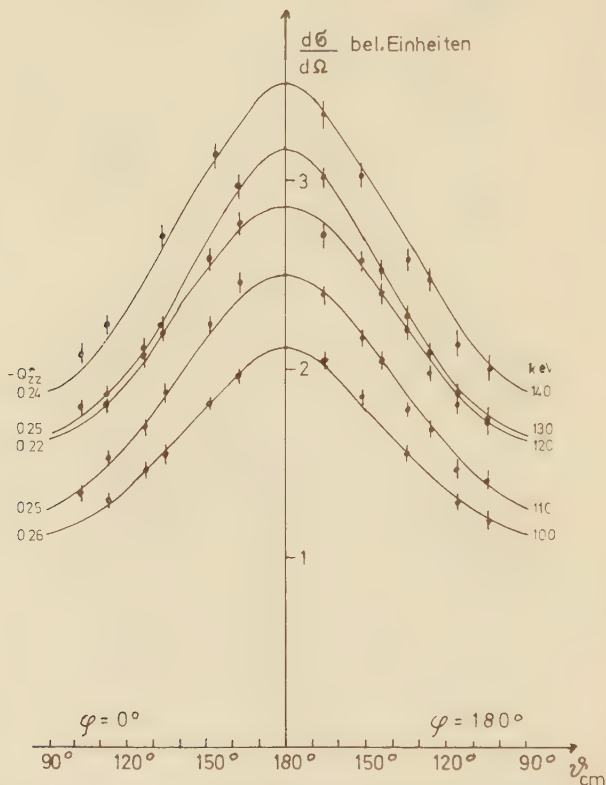


Fig. 6. Winkelverteilungen der Protonen bei Polarisation der einfallenden Deuteronen in z-Richtung. An jeder Kurve ist der mit der $^3\text{H}(d, \alpha)n$ Reaktion gemessene Q_{zz}^* Wert eingetragen. Der Fehler ist bei allen Werten ± 0.008 . Die Normierung erfolgt wie in Fig. 4.

Fig. 6 zeigt die für verschiedene Energien erhaltenen Winkelverteilungen. Für jede Energie wurde der Wert der Tensorpolarisation Q_{zz}^* mit der (d, t) -Reaktion [siehe Gl. (3.3)] neu bestimmt. Er ist in Fig. 6 als zusätzlicher Parameter für die jeweiligen Winkelverteilungen eingetragen. Alle gemessenen Winkelverteilungen lassen sich allein mit P_0 und P_2 ausgleichen (durchgezogene Kurven in Fig. 6). Der Koeffizient von P_1 macht sich aus folgenden Gründen nicht geltend: Im Winkelbereich $90^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ haben P_1 und P_2 etwa einen ähnlichen Verlauf, so daß ein kleiner Koeffizient wegen der zu geringen Meßpunktdichte und der zu großen statistischen Fehler im Ausgleich nicht gefunden wird. Aus den Entwicklungskoeffizienten der Legendre-

polynome P_0 und P_2 läßt sich dann mit den Werten für B_1/B_0 aus Fig. 5a B'_5/B_0 als Funktion der Energie berechnen (Fig. 5b). Auch B'_5/B_0 zeigt bei etwa 105 keV einen resonanzartigen Verlauf. (Bei $E = 95$ keV ist ein Wert aus Ref. ¹⁷) eingetragen.)

Um auf die Beiträge von $S_1 = 2$ zur Reaktion schließen zu können, d.h. um den Entwicklungskoeffizienten vor P_1 genauer zu bestimmen, wurde durch Drehen des Targets die Winkelverteilung für $30^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ bei $E = 110$ keV durch 23 Meßpunkte aufgenommen, (Fig. 7), damit zwischen den Legendrepolyomen P_1 und P_2

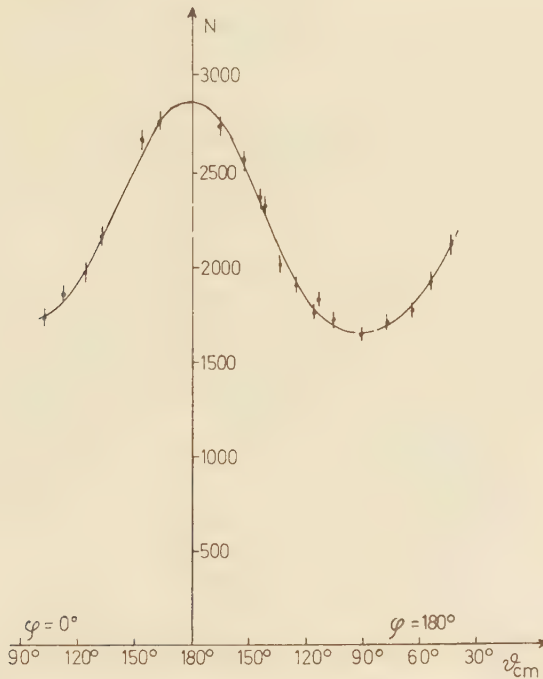


Fig. 7. Winkelverteilung bei $E = 110$ keV im Winkelbereich $30^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$. Aufgetragen sind die Zählraten.

unterschieden werden konnte. Zum Ausgleich dieser Winkelverteilung benötigt man einen von Null verschiedenen Koeffizienten vor P_1 . Aus ihm kann

$$B_9/B_0 = 0.19 \pm 0.09$$

bestimmt werden.

Dies bedeutet, daß bei dieser Energie Beiträge von $S_1 = 2$ nicht zu vernachlässigen sind. Jedoch sind die dabei auftretenden Effekte ziemlich klein.

4.2.2. *Fall (b)*. In diesem Fall steht der Spin in x -Richtung. Es sind Q_{xx-yy} , Q_{zz} und Q_x ungleich Null. Da bei den Messungen der Azimutwinkel $\varphi = 0^\circ$ oder 180° war, geht Q_x in die Winkelverteilung nicht ein. Durch Q_{xx-yy} tritt folgendes zusätz-

liche Glied zu Gl. (4.2) auf:

$$\frac{1}{36} \lambda^2 \frac{1}{2} Q_{xx-yy} B_5 P_{22}(\cos \vartheta) \cos 2\varphi. \quad (4.3)$$

Für die Fälle $\varphi = 0$ und 180° ist $\cos 2\varphi = 1$ und unter Berücksichtigung von $P_{22} = 2(1 - P_2)$ ergibt sich als Zusatzterm zu Formel (4.2)

$$\frac{1}{36} \lambda^2 (Q_{xx-yy} B_5 - Q_{xx-yy} B_5 P_2(\cos \vartheta)). \quad (4.4)$$

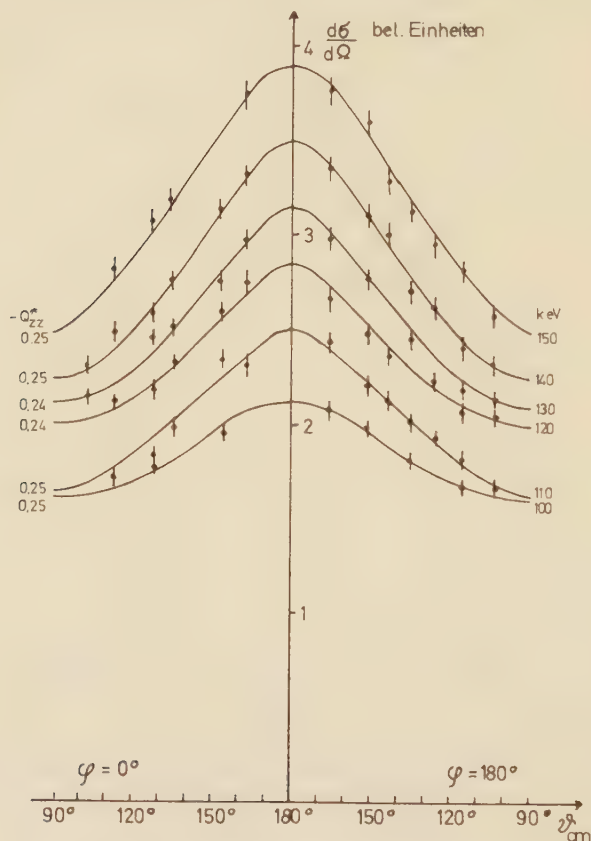


Fig. 8. Wie Fig. 6 mit Polarisationsrichtung parallel x .

Die experimentellen Resultate sind in Fig. 8 zu sehen. Ein Ausgleich nach P_0 und P_2 (Vernachlässigung von $S_1 = 2$ Übergängen) ergibt, daß B_5/B_0 innerhalb der Fehlergrenzen 0 ist (Fig. 5c). Lediglich bei $E_d = 105$ keV wurde B_5/B_0 ungleich 0 beobachtet.

4.2.3. Fall (c). In diesem Fall steht der Spin in y -Richtung. Entsprechend Gl. (3.3) sind Q_y , Q_{zz} und Q_{xx-yy} ungleich 0. Die Winkelverteilung der (d, t) Reaktion wird isotrop, da sich die Anteile von Q_{zz} und Q_{xx-yy} nach Gl. (3.1) gerade kompensieren. Deshalb mußte Q_{zz} bei H parallel z gemessen werden, woraus sich mit Gl. (3.3)

Q_y , Q_{zz} und Q_{xx-yy} berechnen ließen. Ein Test für die richtige Magnetfeldeinstellung war die Isotropie der (d, t)-Winkelverteilung für H parallel y . Aus Ref. ³⁾ wird dann folgende Winkelverteilung unter Ersetzung von $P_{22} = 2(1 - P_2)$ erwartet:

$$\begin{aligned}
 W(\vartheta, \varphi) = & \frac{1}{36} \lambda^2 B_0 \left[1 + \frac{B_7}{B_0} Q_{zz} + \frac{B_5}{B_0} Q_{xx-yy} \cos 2\varphi \right. \\
 & + \frac{B_3}{B_0} Q_y P_{11} (\cos \vartheta) \cos \varphi + \left(\frac{B'_5}{B_0} Q_{zz} - \frac{B_5}{B_0} Q_{xx-yy} \cos 2\varphi \right) \\
 & \left. \times P_2 (\cos \vartheta) + \frac{B_4}{B_0} Q_y P_{21} (\cos \vartheta) \cos \varphi \right]. \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

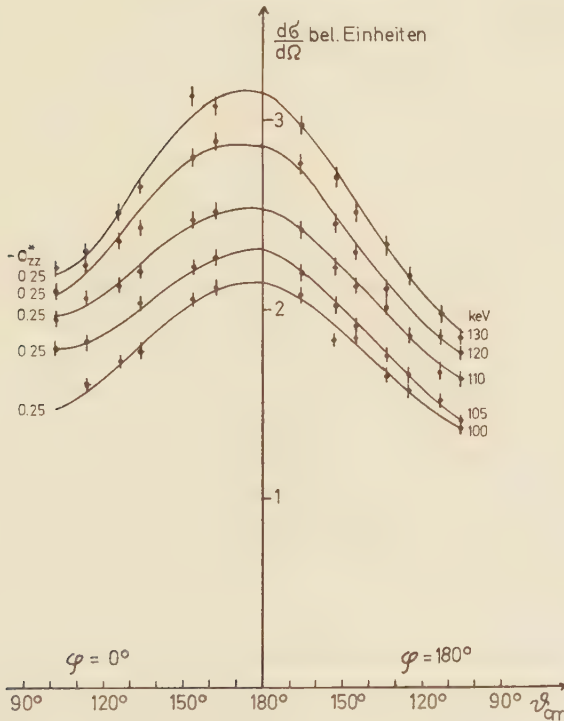


Fig. 9. Wie Fig. 6 mit Polarisationsrichtung parallel y .

(Hierbei sind $S_1 = 2$ Beiträge vernachlässigt.) In der Auswertung werden wieder $Q_{zz} B_7/B_0$ und $Q_{xx-yy} B_5/B_0$ als klein gegen 1 angesehen und vernachlässigt. Die gemessenen Winkelverteilungen zeigt Fig. 9. Sie lassen sich mit P_0 , P_{11} , P_2 und P_{21} gut ausgleichen (durchgezogene Kurven in Fig. 9).

Der Entwicklungskoeffizient von P_2 liefert Werte für B'_5/B_0 . Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den in Fall b erhaltenen Werten überein. Interessant sind hier die Entwicklungskoeffizienten für P_{11} und P_{21} . Um die Koeffizienten B_3/B_0 und

B_4/B_0 berechnen zu können, müßte eigentlich die Größe der Vektorpolarisation Q_y bekannt sein; Q_y kan mit der (d, t)-Reaktion nicht gemessen werden. Es wurde deshalb wie in Ref. ¹⁸⁾ angenommen, daß die Depolarisation in der Quelle für Tensor- und Vektorpolarisation gleich ist, (d.h. daß für H parallel z $Q_z^* \approx -Q_{zz}^*$ gesetzt werden kann). Mit dieser Annahme ergeben sich dann die Werte für B_3/B_0 und B_4/B_0 in Fig. 5d und e. Auch im Fall von B_3/B_0 zeigt sich wieder ein resonanzartiges Verhalten bei $E_d \approx 105$ keV.

Besonders interessant ist, daß $B_3/B_0 \neq 0$ ist; B_3 läßt sich in den Matrixelementen α und β schreiben als

$$B_3 = 3\sqrt{3} \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_{11}^*). \quad (4.6)$$

Aus dem Vorhandensein von B_3 folgt, daß $\beta_{11} \neq 0$ ist, d.h. daß Triplett-Singulett Übergänge ($S_1 = 1 \rightarrow S_2 = 0$) an der Reaktion beteiligt sind und nicht vernachlässigt werden können, während ³⁾ sie für klein hält.

5. Diskussion

Das auffälligste Merkmal aller gemessenen Anregungsfunktionen B_i/B_0 ist ein resonanzartiger Verlauf bei $E_d \approx 105$ keV, wie er ähnlich auch in Neutronenpolarisationsmessungen von Hänsgen *et al.* ²⁾ und kürzlich wieder von Thomas und Hofmann ¹⁴⁾ gefunden wurde. Behof *et al.* ¹⁹⁾ berichten in einem weiteren Experiment von einem glatten Verlauf der Neutronenpolarisation. Dies steht nicht im Gegensatz zu diesen Experimenten und zu den Messungen von Thomas und Hofmann. Die hier beschriebenen Experimente und die Messungen von Thomas und Hofmann zeigen eine wesentlich schmalere Resonanz (Resonanzbreite kleiner 20 keV) als die Experimente von Hänsgen *et al.* ²⁾. Da die Energieschritte der Messungen von Behof *et al.* ¹⁹⁾ 20 keV groß waren, ist es leicht möglich, daß die Resonanz übersehen wurde.

Eine Deutung dieser Resonanz wurde von Fick und Franz ²⁰⁾ versucht mit der Annahme einer direkten Wechselwirkung und einer Resonanz in ^4He bei etwa 23.9 MeV kurz über der (d, d) Schwelle. Die hier gemessene Resonanz spiegelt dann einen Durchgang der $l = 1, J = 1$ elastischen (d, d)-Streuphase bei etwa 105 keV durch 90° wieder. Das Nichtverschwinden von B_3 (also von β_{11}) (siehe Kap. 4.2.3) liefert die Zuordnung dieser Resonanz zu $J^\pi = 1^-$. Eine Messung der elastischen (d, d)-Streuung bei dieser Energie sollte eine endgültige Klärung bringen.

Außerhalb der Resonanz läßt sich der Energieverlauf aller B_i durch die Durchdringungswahrscheinlichkeit der beiden Deuteronen durch ihren eigenen Coulombwall erklären ²¹⁾.

Wir danken Herrn Professor R. Fleischmann für sein stetiges Interesse an dieser Arbeit und für ihre wohlwollende Förderung und Herrn cand.math. H. Mendel für die Erstellung der Programme.

Literatur

- 1) W. E. Meyerhof and T. A. Tombrello, Nucl. Phys. **109** (1968) 1
- 2) H. Haensgen, H. Pose, G. Schirmer und D. Seelinger, Nucl. Phys. **73** (1965) 417
- 3) J. R. Rook and L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. **27** (1961) 79
- 4) C. Petitjean, P. Huber, H. Paetz gen Schieck und H. R. Striebel, Helv. Phys. Acta **40** (1967) 401
- 5) H. Paetz gen. Schieck, P. Huber, C. Petitjean, H. Rudin und H. R. Striebel, Helv. Phys. Acta **40** (1967) 414
- 6) K. Dünn und D. Fick, Z. Phys. **199** (1967) 309
- 7) Jahnke-Emde-Lösch, Tabellen höherer Funktionen (B.G.Teubner, Stuttgart, 1960)
- 8) S. Devons und L. J. B. Goldfarb, Handbuch der Physik, Bd. XLII (Springer, Berlin, 1958)
- 9) L. J. B. Goldfarb and H. E. Reed, Phys. Lett. **27B** (1968) 140
- 10) R. Fleischmann, G. Fritsch und G. Graw, Z. Phys. **186** (1965) 468, 485
- 11) F. A. Gückel, H. W. Franz und D. Fick, Z. Phys. **214** (1968) 321
- 12) H. W. Franz, D. Fick und E. Flügel, Nucl. Instr. **46** (1967) 106
- 13) W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall and J. L. Tuck, Phys. Rev. **93** (1954) 483
- 14) K. Thomas und A. Hofmann, Z. Phys. **217** (1968) 128
- 15) E. W. Saker and J. D. H. L. Wood, Technical Report M61, Herts, England (1958) aus H. J. Boersma, Dissertation, Vrije Universiteit te Amsterdam 1963
- 16) R. B. Theus, W. I. McGarry and L. A. Beach, Nucl. Phys. **60** (1966) 273
- 17) D. Fick, R. Fleischmann und G. Graw, Proc. 2nd Int. Symp. on polarization phenomena of nucleons, Karlsruhe (1965) p. 359
- 18) F. Seiler, E. Baumgartner, W. Haeberli, P. Huber und H. R. Striebel; Helv. Phys. Acta **35** (1962) 385
- 19) A. F. Behof, T. H. May and W. J. McGarry, Nucl. Phys. **A108** (1968) 250
- 20) D. Fick und H. W. Franz, Phys. Lett. **27B** (1968) 541
- 21) H. Mendel, Zulassungsarbeit Erlangen (1968)

CHAPTER I

The first part of the book is devoted to a general survey of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human development, from the earliest forms of life to the modern era. He also examines the different civilizations that have arisen throughout history, and the factors that have influenced their growth and decline. The second part of the book is a detailed account of the events of the last few centuries, from the Renaissance to the present. The author describes the various revolutions, wars, and social movements that have shaped the modern world. He also discusses the current state of the world, and the challenges that lie ahead. The book is written in a clear and concise style, and is suitable for both students and general readers. It is a valuable source of information and insight into the history of the world.

Lebenslauf

Hartmut Werner F r a n z

geboren am: 6. August 1940

in Breslau (Schlesien)

Eltern: Gerhard Franz, Amtsgerichtsrat (gest.1943)
und Ruth Franz geb. Kober (gest. 1968)

Familienstand: verheiratet seit 1966 mit Apothekerin
Monika Franz geb. Bonsmann

Schulen: 1946 - 1950 Knabenvolksschule Zwiesel/Bay.
1950 - 1956 Hum. Gymnasium Metten
1956 - 1959 Altes Gymnasium Regensburg

Studium: 1959 - 1965 Physik-Studium an der
Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen - Nürnberg

Stellungen: 1. 8. 1965 Wissenschaftliche Hilfs-
bis 30.6. 1968 kraft beim Physikalischen
Institut der Universität
ab 1. 7. 1968 Wissenschaftlicher Mitar-
beiter der Universität
Erlangen - Nürnberg

